

УДК 622.625.28

А.Г. Мона, канд. техн. наук, доц.

Государственное высшее учебное заведение „Национальная металлургическая академия Украины“, г. Днепропетровск, Украина, e-mail: mag121066@mail.ru

ИНТЕГРИРОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЖЕННОСТИ ДИСКОВОГО ТОРМОЗА ШАХТНОГО ЛОКОМОТИВА

A.G. Monya, Cand. Sc. (Tech.), Associate Professor

State Higher Educational Institution "National Metallurgical Academy of Ukraine", Dnipropetrovsk, Ukraine, e-mail: mag121066@mail.ru

INTEGRATION OF A DIFFERENTIAL HEAT CONDUCTION EQUATION TO DETERMINE THERMAL LOAD OF A DISK BRAKE OF A MINE LOCOMOTIVE

Цель. Аналитически найти температурное поле, возникающее в основных элементах дискового тормоза шахтного локомотива, как функцию времени и координат при выполнении фрикционных накладок в виде кольцевого сектора. Это позволит проводить численные расчеты температуры в любой точке тормозного диска и фрикционных накладок при различных режимах торможения шахтного локомотива дисковым тормозом.

Методика. При теоретическом определении температуры элементов тормозного устройства наиболее высокую точность дают методы, основанные на аналитическом решении уравнения теплопроводности. Приведено аналитическое решение задачи о нахождении температурного поля, возникающего в тормозном диске и фрикционных накладках, выполненных в виде кольцевого сектора, дискового тормоза шахтного локомотива как функции времени и координат. Для аналитического решения дифференциального уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах использованы интегральные преобразования Лапласа, Ханкеля с применением теории обобщенных переменных и метода подобия.

Результаты. Данное решение позволяет проводить численные расчеты температуры в любой точке тормозного диска и фрикционных накладок при различных режимах торможения шахтного локомотива дисковым тормозом и может быть использовано при выборе рациональных параметров и разработке новых конструкций тормозных систем.

Научная новизна. Впервые получено аналитическое решение задачи нестационарной теплопроводности о нахождении температурного поля, возникающего в тормозном диске и фрикционных накладках дискового тормоза шахтного локомотива при выполнении накладок в виде кольцевого сектора, на основании которого найдена зависимость относительной температуры на поверхности трения тормозного диска от времени при циклическом торможении.

Практическая значимость. Показано, что максимальная температура на поверхности трения диска, достигаемая в конце торможения, стабилизируется, начиная с третьего цикла, включающего в себя торможение до полной остановки и разгон. При исходных данных, соответствующих реальным условиям работы дискового тормоза шахтного локомотива, максимальная температура на поверхности трения диска не превышает 72% от допустимого значения.

Ключевые слова: *тепловой расчет, температурное поле, дисковый тормоз, тормозной диск, поверхность трения, шахтный локомотив*

Введение. Наиболее сильное влияние на надежность работы тормозного устройства оказывает температурный режим. Недооценка тепловых явлений в тормозах современных машин может привести к отклонению их рабочих характеристик от расчетных значений и даже к аварии [1]. Применительно к тормозным устройствам шахтных локомотивов вопросы безопасности стоят на первом месте. Перегрев тормоза выше предельно допустимой температуры может привести к взрыву метано-воздушной смеси и гибели людей. Таким образом, тепловой расчет элементов тормозного устройства любой машины, работающей в шахте, – одна из наиболее важных задач при его конструировании.

Существуют различные методы теоретического определения температуры нагрева элементов тормозного устройства. Наиболее высокую точность дают методы, основанные на аналитическом решении уравнения теплопроводности [2, 3]. Однако они являются самыми трудоемкими и для элементов тормоза, имеющих сложную форму, применимы при большом количестве допущений [4].

Цель статьи – аналитически найти температурное поле, возникающее в основных элементах дискового тормоза шахтного локомотива, как функцию времени и координат при выполнении фрикционных накладок в виде кольцевого сектора. Это позволит проводить численные расчеты температуры в любой точке тормозного диска и фрикционных накладок при различных режимах торможения шахтного локомотива дисковым тормозом.

Тормозной диск будем рассматривать как полый ограниченный однородный цилиндр, у которого с внутренней, наружной и свободных торцевых поверхностей происходит теплоотдача в окружающую среду (рис. 1). Диск вращается с достаточно большой угловой скоростью. Тепловой поток, подводимый к нему, распространяется равномерно по всей торцевой поверхности. Нагрев диска и фрикционных накладок не зависит от угловой координаты. Отвод тепла от не трущихся поверхностей фрикционных накладок в металлический корпус колодок не учитывается. Тормозные колодки располагаются симметрично по обе стороны диска и тепловые потоки, развиваемые между диском и каждой из колодок, одинаковы. Теплоотдача в окружающую среду со свободных поверхностей тормозного диска и накладок происходит по закону Ньютона-Рихмана [5]. Теплоемкость и теплопроводность диска и накладок постоянны. Поверхности трения диска и фрикционных накладок абсолютно гладкие и площадь контакта равна площади взаимного перекрытия.

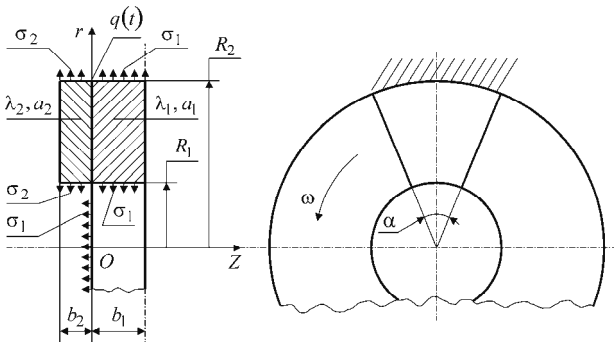


Рис. 1. Расчетная схема нагрева дискового тормоза

На рис. 1 приняты обозначения: R_1, R_2 – соответственно, внутренний и внешний радиусы диска; α – центральный угол кольцевого сектора фрикционной накладки; $a_{1,2} = \lambda_{1,2} / c_{1,2} \gamma_{1,2}$ – коэффициенты температуропроводности диска и фрикционных накладок соответственно (здесь и далее индекс „1“ относится к диску, „2“ – к фрикционным накладкам); λ_1, λ_2 – коэффициенты теплопроводности; c_1, c_2 – удельные теплоемкости; γ_1, γ_2 – плотности; σ_1, σ_2 – коэффициенты теплоотдачи, учитывающие конкретные условия процесса теплоотдачи; b_1, b_2 – полутолщины диска и накладок соответственно.

Тормозной диск связан с цилиндрической системой координат, начало которой в центре диска в плоскости контакта диска и одной из фрикционных накладок, ось OZ направлена вдоль оси вращения диска в сторону диска. Ввиду симметрии, при расчете теплообразования рассматривается только одна торцевая поверхность диска. Полное тепловое поле определяется методом наложения.

В начальный момент времени диск и накладки имеют заранее известную одинаковую температуру. Диск, вращающийся с заданной угловой скоростью, и

накладки приводятся в соприкосновение. В плоскости контакта образуется теплота, которая рассматривается как действие непрерывного источника $q(t)$. Требуется определить температуры в тормозном диске T_1 и фрикционных накладках T_2 как функции времени t и координат r, z .

Для решения поставленной задачи воспользуемся дифференциальным уравнением теплопроводности в цилиндрических координатах [2], положив $(\partial^2 T / \partial \varphi^2) = 0$. На основании расчетной схемы (рис. 1) получим

$$\frac{\partial T_{1,2}}{\partial t} = a_{1,2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T_{1,2}}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_{1,2}}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 T_{1,2}}{\partial z^2} \right);$$

$$(R_1 < r < R_2, -b_2 < z < b_1). \quad (1)$$

Начальное условие

$$T_{1,2}|_{t=0} = T_H,$$

где T_H – начальная температура диска и накладок.

Граничные условия

$$\lambda_{1,2} \frac{\partial T_{1,2}}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = \sigma_{1,2} (T_{1,2} - T_H) \Big|_{r=R_1};$$

$$\lambda_{1,2} \frac{\partial T_{1,2}}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = -\sigma_{1,2} (T_{1,2} - T_H) \Big|_{r=R_2};$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\alpha_{\text{тн}} \kappa q(t) + (1 - \kappa) \sigma_1 (T_1 - T_H) \Big|_{z=0};$$

$$\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=0} = (1 - \alpha_{\text{тн}}) q(t), T_{1,2} < \infty,$$

где $\alpha_{\text{тн}}$ – коэффициент распределения тепловых потоков, показывающий какая часть генерируемого при трении тепла отводится в тормозной диск; $\kappa = \alpha / 2\pi$.

При принятых допущениях коэффициент $\alpha_{\text{тн}}$ может быть определен по формуле А.В. Чичинадзе [6]

$$\alpha_{\text{тн}} = \sqrt{\lambda_1 c_1 \gamma_1} / (\sqrt{\lambda_1 c_1 \gamma_1} + \sqrt{\lambda_2 c_2 \gamma_2}).$$

Тепловой поток $q(t)$ находится по формуле [3]

$$q(t) = \frac{M_T \omega_H}{t_T F} \int_0^t \left(1 - \frac{\tau}{t} \right) d\tau,$$

где t_T – время торможения; $F = \alpha (R_2^2 - R_1^2) / 2$ – площадь контакта; ω_H – угловая скорость диска в начальный момент времени; $M_T = \mu N R_3$ – тормозной момент, возникающий в дисковом тормозе от действия одной фрикционной накладки; μ – коэф-

коэффициент трения для пары материалов диска и фрикционной накладки; N – осевое усилие прижатия колодки к диску; R_3 – эквивалентный радиус трения.

Для случая выполнения фрикционных накладок в виде отдельного кольцевого сектора эквивалентный радиус трения может быть найден из соотношения [1]

$$R_3 = \frac{2 R_2^3 - R_1^3}{3 R_2^2 - R_1^2} \frac{\alpha}{\sqrt{2(1 - \cos \alpha)}}.$$

Перейдем к безразмерным величинам [2]

$$\theta_{1,2} = \frac{T_{1,2} - T_n}{T_d - T_n} - \text{безразмерная температура, где } T_d$$

– допустимое значение температуры на поверхности диска; $\zeta = \frac{z}{R_2}$, $\rho = \frac{r}{R_2}$, $\rho_1 = \frac{R_1}{R_2}$, $\lambda = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$, $a = \frac{a_2}{a_1}$,

$$Fo = \frac{a_1 t}{R_2^2} - \text{критерий Фурье (безразмерное время),}$$

$$Bi_{1,2} = \frac{\sigma_{1,2}}{\lambda_{1,2}} R_2 - \text{критерий Био, } Ki = \frac{q(t) R_2}{(T_d - T_n) \lambda_1} -$$

критерий Кирпичева.

Уравнение (1), начальное и граничные условия к нему примут вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial Fo} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta_1}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \zeta^2}; \\ \frac{\partial \theta_2}{\partial Fo} &= a \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial \theta_2}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial \zeta^2} \right); \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

начальное условие $\theta_{1,2}|_{Fo=0} = 0$;

граничные условия

$$\frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_1} = Bi_{1,2} \theta_{1,2} \Big|_{\rho=\rho_1};$$

$$\frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = -Bi_{1,2} \theta_{1,2} \Big|_{\rho=1};$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} = -\alpha_{\text{тп}} \kappa Ki + (1 - \kappa) Bi_1 \theta_1 \Big|_{\zeta=0};$$

$$\lambda \frac{\partial \theta_2}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} = (1 - \alpha_{\text{тп}}) Ki, \theta_{1,2} < \infty.$$

Применим к уравнениям системы (2) и граничным условиям преобразование Лапласа по переменной Fo [7]

$$\tilde{f}(\rho, \zeta, s) = \int_0^\infty f(\rho, \zeta, Fo) e^{-sFo} dFo,$$

что позволит исключить частные производные по времени. С учетом начального условия получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\theta}_1}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \tilde{\theta}_1}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\theta}_1}{\partial \zeta^2} &= s \tilde{\theta}_1; \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{\theta}_2}{\partial \rho} + \frac{\partial^2 \tilde{\theta}_2}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\theta}_2}{\partial \zeta^2} &= \frac{s}{a} \tilde{\theta}_2; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

граничные условия

$$\frac{\partial \tilde{\theta}_{1,2}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_1} = Bi_{1,2} \tilde{\theta}_{1,2} \Big|_{\rho=\rho_1};$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}_{1,2}}{\partial \rho} \Big|_{\rho=1} = -Bi_{1,2} \tilde{\theta}_{1,2} \Big|_{\rho=1};$$

$$\frac{\partial \tilde{\theta}_1}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} = -\alpha_{\text{тп}} \kappa \tilde{K} i + (1 - \kappa) Bi_1 \tilde{\theta}_1 \Big|_{\zeta=0};$$

$$\lambda \frac{\partial \tilde{\theta}_2}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta=0} = (1 - \alpha_{\text{тп}}) \tilde{K} i, \tilde{\theta}_{1,2} < \infty,$$

где $\tilde{\theta}_{1,2}(\rho, \zeta, s) = \int_0^\infty \theta_{1,2}(\rho, \zeta, Fo) e^{-sFo} dFo$.

Применим к уравнениям системы (3) конечное интегральное преобразование Ханкеля по переменной ρ [2]

$$\bar{\tilde{f}}(v_n, \zeta, s) = \int_{\rho_1}^1 \rho \tilde{f}(\rho, \zeta, s) V_0(v_n \rho) d\rho,$$

где $V_0(v_n \rho)$ – ядро преобразования, которое нужно определить.

Умножим уравнения системы (3) на $\rho V_{0,1,2}(v_n \rho)$ и проинтегрируем по ρ от ρ_1 до 1. Функцию $V_{0,1,2}(v_n \rho)$ определим так, чтобы выполнялось равенство

$$\begin{aligned} \int_{\rho_1}^1 \tilde{\theta}_{1,2} \left(\frac{\partial V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho} + \rho \frac{\partial^2 V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho^2} \right) d\rho = \\ = -v_n^2 \int_{\rho_1}^1 \rho \tilde{\theta}_{1,2} V_{0,1,2}(v_n \rho) d\rho = -v_n^2 \bar{\tilde{\theta}}_{1,2}. \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho} + \\ + v_n^2 V_{0,1,2}(v_n \rho) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Граничные условия к уравнению (4) запишем исходя из равенства

$$\left(\rho V_{0,1,2}(v_n \rho) \frac{\partial \tilde{\theta}_{1,2}}{\partial \rho} - \rho \frac{\partial V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho} \tilde{\theta}_{1,2} \right) \Big|_{\rho_1} = 0.$$

С учетом первых двух граничных условий к уравнениям системы (3) имеем

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho} - B_{i,2} V_{0,1,2}(v_n \rho) \right) \Big|_{\rho=\rho_1} &= 0; \\ \left(\frac{\partial V_{0,1,2}(v_n \rho)}{\partial \rho} - B_{i,2} V_{0,1,2}(v_n \rho) \right) \Big|_{\rho=1} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Уравнение (4) с однородными линейными граничными условиями (5) для определения ядра преобразования $V_{0,1,2}(v_n \rho)$ является задачей Штурма – Лиувилля [7]. Общее решение уравнения Бесселя нулевого порядка (4) имеет вид [2]

$$V_{0,1,2}(v_n \rho) = A_{1,2} J_0(v_n \rho) + B_{1,2} Y_0(v_n \rho),$$

где $J_0(v_n \rho)$ и $Y_0(v_n \rho)$ – функции Бесселя, соответственно, первого и второго рода нулевого порядка; $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ – постоянные.

Постоянные $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ найдем с использованием условия (5). В ядро преобразования $V_{0,1,2}(v_n \rho)$ входят лишь положительные корни характеристического уравнения системы (4), (5) $v_1 < v_2 < v_3 < \dots$ [2], каждому из которых соответствует единственное, с точностью до множителя, решение задачи Штурма-Лиувилля

$$V_{01,2}(v_n \rho) = (B_{i,2} Y_0(v_n) - v_n Y_1(v_n)) J_0(v_n \rho) + (v_n J_1(v_n) - B_{i,2} J_0(v_n)) Y_0(v_n \rho).$$

Из свойств функции Бесселя [8] следует, что это решение для всех $n \in [1; \infty)$ является полной ортогональной с весом ρ системой на отрезке $[\rho_1; 1]$, т.е.

$$\int_{\rho_1}^1 \rho V_{0,1,2}(v_i \rho) V_{0,1,2}(v_j \rho) d\rho = \begin{cases} 0 & \text{при } i \neq j, \\ \frac{\rho^2}{2} (V_{0,1,2}^2(v_i \rho) + V_{0,1,2}'^2(v_i \rho)) \Big|_{\rho_1}^1 & \text{при } i = j. \end{cases}$$

Итак, после применения к уравнениям системы (3) конечного интегрального преобразования Ханкеля получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \bar{\theta}_1}{d\zeta^2} - (v_n^2 + s) \bar{\theta}_1 &= 0; \\ \frac{d^2 \bar{\theta}_2}{d\zeta^2} - \left(v_n^2 + \frac{s}{a} \right) \bar{\theta}_2 &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{\theta}_1}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = -\alpha_{\text{тп}} \kappa \bar{K}i + (1 - \kappa) Bi_1 \bar{\theta}_1 \Big|_{\zeta=0};$$

$$\lambda \frac{d\bar{\theta}_2}{d\zeta} \Big|_{\zeta=0} = (1 - \alpha_{\text{тп}}) \bar{K}i, \quad \bar{\theta}_{1,2} < \infty.$$

Частные решения уравнений системы (6)

$$\bar{\theta}_1 = \frac{\alpha_{\text{тп}} \kappa \bar{K}i}{\left(\sqrt{v_n^2 + s} + (1 - \kappa) Bi_1 \right)} e^{-\zeta \sqrt{v_n^2 + s}} \quad (\zeta \geq 0);$$

$$\bar{\theta}_2 = \frac{(1 - \alpha_{\text{тп}}) \bar{K}i}{\lambda \sqrt{v_n^2 + s/a}} e^{\zeta \sqrt{v_n^2 + s/a}} \quad (\zeta \leq 0).$$

Обратное преобразование Ханкеля найдем в виде разложения по собственным функциям [2]

$$\tilde{\theta}_{1,2} = \sum_{n=1}^{\infty} D_n V_{0,1,2}(v_n \rho),$$

где

$$D_n = \frac{\bar{\theta}_{1,2}}{\int_{\rho_1}^1 \rho V_{0,1,2}^2(v_n \rho) d\rho}$$

Обратное преобразование Лапласа получим с помощью таблиц, используя теорему о свертке функций [9].

Температуру на поверхности трения ($\zeta = 0$) в процессе нагрева определим по формуле

$$\theta_{1,2}(\rho, 0, Fo) = \frac{2\pi Bi_{1,2}}{Bi_{1,2}^2 + 1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{V_{0,1,2}(v_n \rho) (2 + \pi \rho_1 V_{0,1,2}(\rho_1 v_n))}{v_n (4 - \pi^2 \rho_1^2 V_{0,1,2}(\rho_1 v_n))} \times \int_0^{Fo} Ki(Fo - \tau) \varphi_{1,2}(v_n, \tau) d\tau, \quad (7)$$

где $\varphi_1 = \alpha_{\text{тп}} \kappa e^{-v_n^2 Fo} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi Fo}} - (1 - \kappa) Bi_1 e^{\kappa^2 Bi_1^2 Fo} \times \text{erfc}((1 - \kappa) Bi_1 \sqrt{Fo}) \right)$; $\varphi_2 = \frac{(1 - \alpha_{\text{тп}}) \sqrt{a} e^{-a v_n^2 Fo}}{\lambda \sqrt{\pi Fo}}$.

В период охлаждения температуру на поверхности трения найдем из соотношения, вывод которого аналогичен приведенному в монографии [3]

$$\theta_{1,2}(\rho, 0, Fo) = \frac{2\pi^2}{Bi_{1,2}^2 + 1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{V_{0,1,2}(v_n \rho)}{4 - \pi^2 \rho_1^2 V_{0,1,2}(v_n \rho_1)} \times \int_0^{Fo} \eta_{1,2}(v_n, \tau) d\tau + U_{1,2}, \quad (8)$$

$$\text{где } \eta_{1,2}(v_n, Fo) = c_{1,2} \exp \left[-\left(d_{1,2} - Bi_{1,2}^2\right) \right] \times \\ \times \left(\frac{\exp(-d_{1,2} Fo)}{\sqrt{\pi Fo}} - \sqrt{d_{1,2}} \exp(d_{1,2} Fo) - 1 \right); \\ c_1 = U_1 Bi_1; \quad c_2 = \sqrt{a} U_2 Bi_2; \quad d_1 = v_n^2; \quad d_2 = a v_n^2; \\ U_{1,2} = \frac{T_{к1,2} - T_n}{T_d - T_n}; \quad T_{к1,2} - \text{значение температуры в}$$

конце периода нагрева на поверхности трения.

При повторном нагреве вместо T_n следует подставлять значение температуры на поверхности диска в конце периода охлаждения.

Фактическую температуру определим из соотношения

$$T_{1,2} = \theta_{1,2} (T_d - T_n) + T_n. \quad (9)$$

Формулы (7)–(9) позволяют получить графические зависимости изменения относительной температуры $T^* = T_1/T_d$ на поверхности трения тормозного диска от времени для различных режимов движения локомотива. На рис. 2 представлены результаты расчетов относительной температуры на поверхности трения тормозного диска при многократном повторении цикла, включающего торможение до полной остановки и разгон.

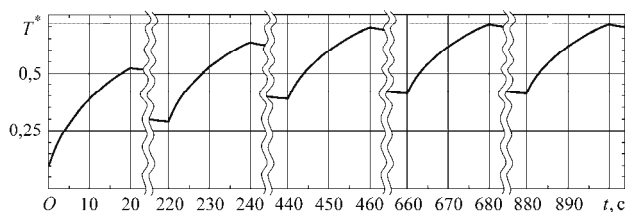


Рис. 2. Зависимость относительной температуры (T^*) на поверхности трения тормозного диска от времени (t , с)

Исходные данные: материал диска – сталь 45 НВ 415; материал фрикционной накладки – 6КХ-1 (пресс-материал холодного формования); $R_1 = 6,5 \cdot 10^{-2}$ м; $R_2 = 1,7 \cdot 10^{-1}$ м; $\alpha = \pi/4$; $a_1 = 1,3 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $a_2 = 6,7 \cdot 10^{-8}$ м²/с; $\lambda_1 = 4,5 \cdot 10^1$ Вт/(м²·°С); $\lambda_2 = 5,1 \cdot 10^{-1}$ Вт/(м²·°С); $\sigma_1 = 44$ Вт/(м²·°С); $\sigma_2 = 8$ Вт/(м²·°С); $b_1 = 1,25 \cdot 10^{-2}$ м; $b_2 = 5,5 \cdot 10^{-3}$ м; $\omega_n = 200$ рад/с; $c_1 = 461$ Дж/(кг·°С); $c_2 = 963$ Дж/(кг·°С); $t_n = 20$ с; $t_p = 200$ с (время разгона и стационарного движения); $\mu = 0,535$; $N = 4600$ Н; $T_n = 25$ °С; $T_d = 240$ °С (по условиям работы фрикционной пары).

На рис. 2 видно, что максимальная температура на поверхности трения диска, достигаемая в конце

торможения, практически не изменяется, начиная с третьего цикла торможение-разгон.

Выводы.

1. Получено аналитическое решение задачи о нахождении температурного поля, возникающего в тормозном диске и фрикционных накладках дискового тормоза шахтного локомотива при выполнении последних в виде кольцевого сектора, которое может быть использовано при выборе рациональных параметров и разработке новых конструкций тормозных систем.

2. Установлена зависимость относительной температуры на поверхности трения тормозного диска от времени при циклическом торможении шахтного локомотива.

3. Показано, что максимальная температура на поверхности трения диска, достигаемая в конце торможения, стабилизируется, начиная с третьего цикла, включающего в себя торможение до полной остановки и разгон.

4. При исходных данных, соответствующих реальным условиям работы дискового тормоза шахтного локомотива, максимальная температура на поверхности трения диска не превышает 72% от допустимого значения.

Список литературы / References

- Александров М.П. Грузоподъемные машины: учебн. [для студ. высш. учебн. зав.] / Александров М.П. – М.: Высшая школа, 2000. – 552 с.
Aleksandrov, M.P. (2000), *Gruzopodyemnyye mashiny* [Load-Lifting Machines], textbook, Vysshaya shkola, Moscow, Russia.
- Димніч А.Х. Теплопроводність: навч. посібн. [для студ. вищ. навч. закл.] / А.Х. Димніч, О.А. Троянський. – Донецьк: Донбас, 2003. – 370 с.
Dymnich, A.Kh. and Troianskyi, O.A. (2003), *Teplotovodnist* [Thermal Conductivity], manual for students of higher school, Donbas, Donetsk, Ukraine.
- Белобров В.И. Тормозные системы шахтных подъемных машин / Белобров В.И., Абрамовский В.Ф., Самуся В.И. – К.: Наук. думка, 1990. – 176 с.
Belobrov, V.I., Abramovsky, V.F. and Samusya, V.I. (1990), *Tormoznyye sistemy shakhtnykh podyemnykh mashyn* [Brake Systems of Mine Hoist Engines], Naukova dumka, Kyiv, Ukraine.
- Моня А.Г. Тепловой режим дискового тормоза шахтного локомотива / Моня А.Г. // *Металлургическая и горнорудная промышленность*. – 2003. – №4. – С. 99–102.
Monia, A.G. (2003), “Thermal mode of a disk brake of the mine locomotive”, *Metallurgicheskaya i gornorudnaya promyshlennost*, no.4, pp. 99–102.
- Луканин В.Н. Теплотехника: учебн. [для студ. высш. учебн. зав.] / Луканин В.Н., Шатров М.Г., Камфер Г.М. – М.: Высшая школа, 1999. – 671 с.
Lukanin, V.N., Shatrov, M.G. and Kamfer, G.M. (1999), *Teplotekhnika* [Heat Engineering], textbook, Vysshaya Shkola, Moscow, Russia.
- Чичинадзе А.В. Основы трибологии (трение, износ, смазка): учебн. [для студ. высш. учебн. зав.] /

Чичинадзе А.В., Браун Э.Д., Буше Н.А. – М.: Машиностроение, 2001. – 664 с.

Chichinadze, A.V., Braun, E.D. and Bushe, N.A. (2001), *Osnovy tribologii (treniye, iznos, smazka)* [Bases of Tribology (Friction, Wear, Oil)], textbook for students of higher school, Mashinostroenie, Moscow, Russia.

7. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: МГУ, 1999. – 798 с.

Tikhonov, A.N. and Samarskiy, A.A. (1999), *Uravneniya matematicheskoy fiziki* [Equations of Mathematical Physics], MGU, Moscow, Russia.

8. Кафтanova Ю.В. Специальные функции математической физики / Кафтanova Ю.В. – Харьков: Новое слово, 2009. – 596 с.

Kaftanova Yu.V. (2009), *Spetsyalnye funktsii matematicheskoy fiziki* [Special Functions of Mathematical Physics], Novoe slovo, Kharkiv, Ukraine.

9. Эйдерман В.Я. Основы теории функций комплексного переменного и операционного исчисления / Эйдерман В.Я. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 256 с.

Eiderman, V.Ya. (2002), [Bases of the Theory of Functions of Complex Variable and Operational Calculation], FIZMATLIT, Moscow, Russia.

Мета. Аналітично знайти температурне поле, що виникає в основних елементах дискового гальма шахтного локомотива, як функцію часу і координат при виконанні фрикційних накладок у вигляді кільцевого сектора. Це дозволить проводити чисельні розрахунки температури в будь-якій точці гальмового диска і фрикційних накладок при різних режимах гальмування шахтного локомотива дисковим гальмом.

Методика. При теоретичному визначенні температури елементів гальмового пристрою найбільш високу точність дають методи, що засновані на аналітичному розв'язанні рівняння теплопровідності. Наведено аналітичний розв'язок задачі щодо знаходження температурного поля, що виникає в гальмовому диску і фрикційних накладках, виконаних у вигляді кільцевого сектора, дискового гальма шахтного локомотива як функції часу і координат. Для аналітичного розв'язання диференціального рівняння теплопровідності в циліндричних координатах використано інтегральні перетворення Лапласа, Ханкеля із застосуванням теорії узагальнених змінних і методу подібності.

Результати. Дане розв'язання дозволяє здійснювати чисельні розрахунки температури в будь-якій точці гальмового диска і фрикційних накладок при різних режимах гальмування шахтного локомотива дисковим гальмом і може бути використане при виборі раціональних параметрів і розробці нових конструкцій гальмових систем.

Наукова новизна. Уперше отримано аналітичний розв'язок задачі нестационарної теплопровідності при знаходженні температурного поля, що виникає в гальмовому диску та фрикційних накладках дискового гальма шахтного локомотива при виконанні накладок у вигляді кільцевого сектора, на підставі якого знайдено залежність відносної температури на поверхні тертя гальмового диска від часу при циклічному гальмуванні.

Практична значимість. Показано, що максимальна температура на поверхні тертя диска, що досягається наприкінці гальмування, стабілізується, починаючи з третього циклу, що містить у собі гальмування до повної зупинки та розгін. При вихідних даних, що відповідають реальним умовам роботи дискового гальма шахтного локомотива, максимальна температура на поверхні тертя диска не перевищує 72% від припустимого значення.

Ключові слова: тепловий розрахунок, температурне поле, дискове гальмо, гальмовий диск, поверхня тертя, шахтний локомотив

Purpose. To determine analytically the temperature field arising in basic elements of a disk brake of the mine locomotive, as function of time and coordinates at performance of frictional overlays in the form of ring sector. It will allow carrying out numerical calculations of temperature in any point of the brake plate and frictional overlays at various modes of braking of the mine locomotive by the disk brake.

Methodology. For theoretical determination of temperature of elements of a brake mechanism the highest accuracy is achieved by the methods based on the analytical decision of the equation of heat conductivity. The analytical decision of a problem concerning determination of the temperature field arising in a brake disk and frictional overlays, executed in the form of ring sector of disk brake of the mine locomotive as functions of time and coordinates was resulted. For the analytical decision of the differential equation of heat conductivity in cylindrical coordinates integrated transformations of Laplas, Hankel with application of the theory of the generalized variables and a similarity method were used.

Findings. The given decision allows carrying out numerical calculations of temperature in any point of a brake disk and frictional overlays at various modes of braking of the mine locomotive by disk brake and can be used for selection of rational parameters and working out of new designs of brake systems.

Originality. For the first time the analytical decision of a problem of non-stationary heat conductivity determination of the temperature field arising in a brake disk and frictional overlays executed in the form of ring sector of a disk brake of the mine locomotive on the basis of which the dependence of relative temperature on a surface of friction of the brake disk on time at cyclic braking was received.

Practical value. It is shown, that the maximum temperature on the friction surface of the disk reached in the end of braking becomes stable since the third cycle including braking to a full stop and dispersal. For the initial data corresponding to real working conditions of the disk brake of the mine locomotive, the maximum temperature on the friction surface of the disk does not exceed 72% from admissible value.

Keywords: thermal calculation, temperature field, disk brake, brake plate, friction surface, mine locomotive

Рекомендовано до публікації докт. техн. наук С.С. Блохіним. Дата находження рукопису 07.11.11.